

Möglichkeiten zur Klassierung von Partikeln im Größenbereich um und unter 1 [μm]

Leschonski, Kurt

Veröffentlicht in:
Jahrbuch 1992 der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft, S.43-58



Verlag Erich Goltze KG, Göttingen

KURT LESCHONSKI, Clausthal

Möglichkeiten zur Klassierung von Partikeln im Größenbereich um und unter 1 μm

Clausthal, 11. Juli 1993*

1. Einleitung

Die Herstellung pulverförmiger Produkte, mit oberen Partikelgrößen von etwa 1 μm oder darunter, gehört zu einer der schwierigsten Aufgaben der Mechanischen Verfahrenstechnik. In diesem Größenbereich müssen fast alle für die Herstellung erforderliche Verfahren, wie z.B. die Zerkleinerung und die Klassierung der Partikel, ihre Abscheidung aus den Trägermedien und selbst deren Messung, in der Nähe oder an der Grenze ihrer physikalischen Möglichkeiten eingesetzt werden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die für die genannten Verfahren gültigen physikalischen Gesetze vielfach eine untere Anwendungsgrenze von angenähert 1 μm aufweisen.

Die bei der Klassierung in gasförmigen oder flüssigen Medien auftretenden Probleme sind vor allem dadurch bedingt, daß das Gewicht der Partikel gegenüber anderen Kräften vernachlässigbar wird und vielfach die mehr zufällige Bewegung, verursacht durch Brown'sche Molekularbewegung, Diffusion und Strömungsturbulenz, dominiert. Da kleine Partikel vor allem den Strömungskräften folgen, wird es außerdem mit abnehmender Partikelgröße zunehmend schwieriger, die Partikel auf Bahnkurven zu bewegen, die von den Stromlinien der Strömung abweichen. Bei Partikelgrößen um und unter 1 μm spielen darüberhinaus die zwischen den Partikeln und die zwischen Partikeln und Wänden auftretenden Haftkräfte eine immer größere Rolle. Dies bedeutet beispielsweise, daß sowohl die Dispergierung von aus feinen Partikeln zusammengesetzten Agglomeraten im Trägermedium sowie die Aufrechterhaltung dieses dispergierten Zustandes zum Hauptproblem einer Klassierung werden können. Im Gegensatz zu anderen Verfahren, wie z.B. der Abscheidung von Partikeln, müssen bei der Klassierung Partikelagglomerate vor der Trennzone, in der die Klassierung stattfinden soll, soweit aufgelöst werden, daß ihre größten Abmessungen allenfalls gleich, besser aber kleiner als die angestrebte Trenngrenze sind. Da 1 μm Partikel mit einer Kraft aneinander haften, die etwa 10^6 mal höher ist als ihr Eigengewicht, läßt sich vorstellen, daß die Dispergierung von Agglomeraten schwierig und energetisch aufwendig sein wird.

Die Bewegung einer Partikel in einer Strömung läßt sich durch eine Bahnkurve beschreiben. Es läßt sich zeigen, daß der Verlauf dieser Bahnkurve, d.h. die Bewegung der Partikel in der vorgegebenen Strömung, durch die stationäre Sinkgeschwindigkeit, w_g , der Partikel im Schwerfeld bei ruhendem Medium, beschrieben wird.

* Vortrag vor der Plenarversammlung der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft

Diese Sinkgeschwindigkeit wird, bei der Bewegung von Partikeln in ruhender Luft und bei Vernachlässigung des Auftriebs, aus dem Gleichgewicht zwischen Schwerkraft und Widerstandskraft berechnet. Man erhält für laminare Partikelumströmung Gl. 1:

$$w_g = \frac{\rho_p g x^2}{18 \eta} \quad \text{Re} < 0.25. \quad (1)$$

Danach besitzt z. B. eine Quarzkugel von 1 μm Durchmesser in ruhender Luft eine stationäre Sinkgeschwindigkeit von 80 $\mu\text{m/s}$. Eine Partikel dieser Größe legt eine Strecke von einem Zentimeter in 125 Sekunden zurück, und sie wird andererseits in einer mit 80 $\mu\text{m/s}$ aufsteigenden Luftströmung in der Schwebe gehalten. Da sich die Sinkgeschwindigkeit mit dem Quadrat der Partikelgröße ändert, bewirkt eine Reduzierung der Partikelgröße auf ein Zehntel eine Verringerung der Sinkgeschwindigkeit auf ein Hundertstel des genannten Wertes. Man erkennt, daß offenbar das Schwerefeld für Klassierungen im angestrebten Größenbereich ausscheidet.

In diesem Beitrag soll am Beispiel der Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichtung und der Fliehkraft-Querstrom-Windsichtung aufgezeigt werden, daß es möglich sein sollte, den angestrebten Partikelgrößenbereich zu erreichen. Die Produktion von Größenverteilungen ist jedoch unterhalb etwa 1 μm und bei nicht vernachlässigbaren Massendurchsätzen nicht trivial.

2. Die Gegenstrom-Windsichtung

2.1 Schwerkraft-Gegenstrom-Windsichter

Abb. 1 zeigt das Prinzip eines Schwerkraft-Gegenstromsichters. Er besteht aus einem vertikalen Rohr von kreiszylindrischem oder rechteckigem Querschnitt, das von unten nach oben von Luft durchströmt wird. Nimmt man an, daß die Strömungsgeschwindigkeit beim Eintritt in das Rohr über dem Rohrquerschnitt konstant ist, so wird sich über der Rohrlänge, in Abhängigkeit von der gewählten *Reynolds*-Zahl, ent-

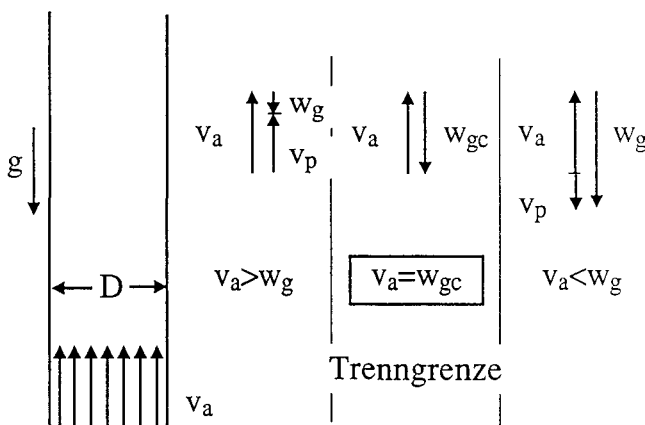


Abb. 1:
Prinzip eines Schwerkraft-Gegenstrom-Windsichters

weder ein laminares oder turbulentes Strömungsprofil einstellen [1]. Führt man die zu klassierenden Partikel am unteren Rohrende mit der Strömung zu, so bestimmt die dort herrschende Strömungsgeschwindigkeit, v_a , die Trennung. Man unterscheidet drei Möglichkeiten:

- a) die Sinkgeschwindigkeit, w_g , ist kleiner als die Strömungsgeschwindigkeit, v_a : die Partikel werden mit der Differenzgeschwindigkeit: $v_a - w_g = v_p$, nach oben ausgetragen,
- b) die Sinkgeschwindigkeit, w_g , ist größer als die Strömungsgeschwindigkeit, v_a : die Partikel sedimentieren mit der Differenzgeschwindigkeit: $w_g - v_a = v_p$, nach unten, und
- c) die Sinkgeschwindigkeit, w_g , ist gleich der Strömungsgeschwindigkeit, v_a : die Partikel verbleiben im Eintrittsquerschnitt.
 $v_p = 0$. Sie werden statistisch auf das Fein- und Grobgut verteilt.

Die Trenngrenze dieser Klassierung wird mit Gl. 2 berechnet.

$$\bar{v}_a = w_{gc} = \frac{\rho_p g x_c^2}{18 \eta} \quad (2)$$

Da kleine Trenngrenzen kleinen Strömungsgeschwindigkeiten entsprechen, weisen derartige Windsichter bei absatzweisem Betrieb sehr lange Versuchszeiten auf, und sie hätten bei kleinen Luftgeschwindigkeiten nur sehr geringe Massendurchsätze. Die Anwendung ist deshalb auf gröbere Trenngrenzen im 100 μm -Bereich und darüber beschränkt.

2.2 Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichter

2.2.1 Prinzip und Möglichkeiten

Die Anwendung des Gegenstromprinzips auf kleinere Trenngrenzen ist jedoch möglich, wenn man die Trennung in einem Fliehkraftfeld durchführt. Der prinzipielle Aufbau eines derartigen Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichters ist in Abb. 2 dargestellt [2].

Er besteht aus einer flachen, kreiszylindrischen Trennzone, die von außen nach innen von Luft durchströmt wird. Der einströmenden Luft wird z.B., wie dargestellt, durch unter einem Winkel angestellte Leitschaufeln ein Umfangsimpuls mitgeteilt. Man erhält eine Spiralströmung durch Überlagerung einer Drall- und einer Senkenströmung. Die zu klassierenden Partikel treten in die Trennzone in der Nähe des äußeren Umfangs ein. Partikel die kleiner sind als die sich einstellende Trenngrenze wandern mit der Sichtluft zum Zentrum der Trennzone und werden dort durch eine zentrale Öffnung abgeführt. Grobe Partikel wandern zum äußeren Umfang der Trennzone, wo sie durch unterschiedliche Maßnahmen, z.B. durch einen schmalen Umfangsschlitz, aus der Trennzone entfernt werden. Die Trenngrenze bewegt sich im radialen Kräftegleichgewicht auf einem Kreis vom Radius, r , angenähert mit der dort herrschenden Umfangskomponente der Strömung, v_φ .

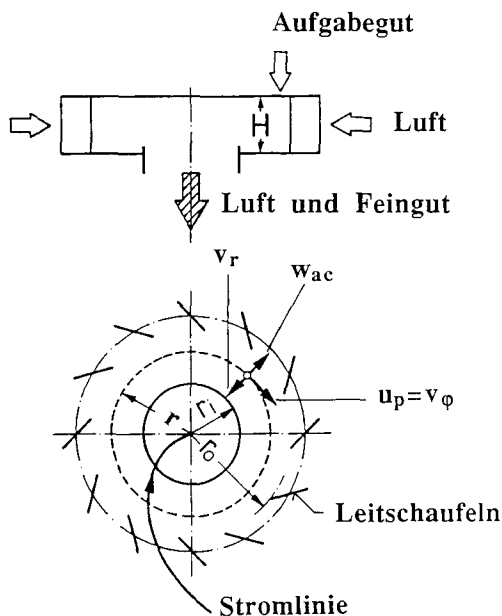


Abb. 2:
Prinzip eines Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichters

Aus dem radialen Kräftegleichgewicht läßt sich die Trenngrenze der Fliehkraft-Trennung berechnen. Man erhält:

$$w_{ac} = v_r = w_{gc} \frac{a}{g} = w_{gc} \frac{v_{\varphi}^2}{rg} \quad (3)$$

In Analogie zur Klassierung im Schwerfeld wird die Trenngrenze aus der Gleichheit von radialer Strömungsgeschwindigkeit und der Partikelsinkgeschwindigkeit im Fliehkraftfeld errechnet.

Man erkennt, daß sich die stationäre Sinkgeschwindigkeit im Schwerfeld um das Verhältnis von Zentrifugalbeschleunigung, a , zu Erdbeschleunigung, g , erhöhen läßt.

Nimmt man an, daß für die Trennung im Fliehkraftfeld eine radiale Strömungsgeschwindigkeit von 1 m/s einzustellen ist, so erhält man für eine 1 μm Quarz-Kugel eine Beschleunigung von $a = 12.500 \text{ g}$. Bei einem Radius der Trennzone von $r = 0,1 \text{ m}$ ist danach eine Umfangskomponente der Strömungsgeschwindigkeit von $v_{\varphi} = 111 \text{ m/s}$ erforderlich. Reduziert man die Trenngrenze bei den gleichen Bedingungen auf 0,5 μm , so reduziert sich w_{gc} auf 20 $\mu\text{m/s}$ und v_{φ} erhöht sich auf 222 m/s.

Das Verhältnis von v_r/v_{φ} am Radius, r , beschreibt die Steilheit der Strömungsspirale an diesem Ort, bzw. den Winkel, unter dem die Strömung in die Trennzone einströmen sollte. Er beträgt im Fall der Trennung bei 0,5 μm 0,29 Grad. Die Zuströmung muß demnach praktisch tangential erfolgen, was mit den schematisch dargestellten Leitschaufeln nicht ohne Probleme zu verwirklichen ist.

Kleinere Trenngrenzen lassen sich auch durch Verringerung der radialen Strömungskomponente, v_r , gegenüber dem bisher angenommenen Wert von 1 m/s, erzielen. Dies ist immer dann möglich, wenn die Massendurchsätze durch die Trennzone gering sein dürfen, wie dies beispielsweise bei Analysengeräten der Fall ist. Für technische Anwendungen versucht man die Gasströmung so stark wie nur irgend möglich mit Partikeln zu belasten, ohne nennenswerte Einbußen an der Qualität der Trennung in Kauf nehmen zu müssen.

Führt man Gl. 1 in Gl. 3 ein, und löst nach dem Produkt $x_c v_\varphi$ auf, so erhält man Gl. 4:

$$x_c v_\varphi = \sqrt{\frac{18\eta}{\rho_p}} \sqrt{v_{r,r}} = \sqrt{\frac{18\eta}{\rho_p}} \frac{\dot{V}}{2\pi H} \quad (4)$$

Man erkennt aus dieser Gleichung, daß für einen Windsichter vorgegebener Größe und einen bestimmten Volumenstrom der Sichtluft das Produkt aus Trennkorngröße und Umfangsgeschwindigkeit konstant bleibt.

Für Kalkstein-Partikel ($\rho_p = 2710 \text{ kg/m}^3$) berechnet man:

$$x_c v_\varphi = 3,467 \cdot 10^{-4} \sqrt{v_{r,r}} \quad (5)$$

In Abb. 3 ist Gl. 5 für $v_{r,r} = 0,1 \text{ m}^2/\text{s}$ und $v_{r,r} = 0,01 \text{ m}^2/\text{s}$ dargestellt. Der Bereich A gibt den unter den gewählten Randbedingungen möglichen Trenngrenzenbereich an. Man erkennt auch in dieser Darstellung, daß bei nicht vernachlässigbaren Massendurchsätzen zur Erzielung kleiner Trenngrenzen hohe Strömungs-Umfangsgeschwindigkeiten erforderlich sind.

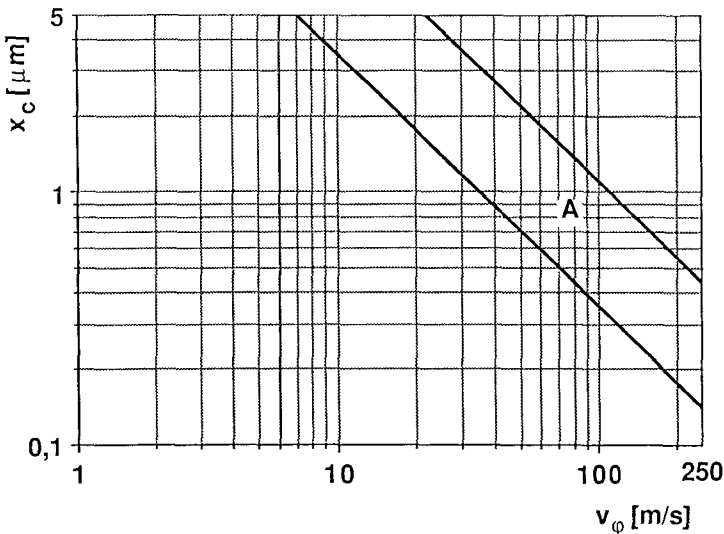


Abb. 3:
Trenngrenze = f (Umfangsgeschwindigkeit), Gegenstrom-Fliehkraft-Windsichter

2.2.2 Die Cunningham-Korrektur, eine Möglichkeit zur Erzielung kleinerer Trenngrenzen

Will man die Trenngrenze bei der Bewegung von Partikeln in Gasen weiter verringern, so bleiben bei demselben Trennprinzip nur wenige Möglichkeiten. Eine Möglichkeit besteht darin, den Druck in der Trennzone unter den Normaldruck abzusenken.

Wird nämlich die Größe der Partikel klein im Verhältnis zur mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle, so wird die Diskontinuität der Gasströmung einen Einfluß auf die Partikelbewegung haben. Dieser Effekt wird durch die sogenannte *Cunningham-Korrektur*, C_u , nach *E. Cunningham* [4] erfaßt, der 1910 darüber berichtete. Die *Cunningham-Korrektur* ist als das Verhältnis der tatsächlichen stationären Sinkgeschwindigkeit, zu der nach Gl. 1 berechneten, definiert. Sie läßt sich nach der von M. Knudsen und S. Weber [5] im Jahre 1911 vorgeschlagenen, in der 1945 von C.N. Davies [6] korrigierten Form berechnen (Gl. 6):

$$C_u = 1 + \frac{2\bar{\lambda}}{x} \left(1,257 + 0,4 \exp \left(-\frac{0,55x}{\bar{\lambda}} \right) \right) \quad (6)$$

Die mittlere freie Weglänge kann anhand von Gl. 7 ermittelt werden:

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\pi\sqrt{2}d_m^2p} \quad (7)$$

Darin stellt $k = 1,3804 \cdot 10^{-23}$ Nm/K die *Boltzmann-Konstante*, d_m den Moleküldurchmesser und p den Gasdruck dar. Für Luft erhält man die Zahlenwertgleichung:

$$\bar{\lambda}/\mu\text{m} = 22,7 \frac{T/\text{K}}{p/\text{Pa}} \quad (8)$$

Bei 20 °C und 1 bar ist die mittlere freie Weglänge gleich 0,0665 μm .

Führt man Gl. 8 in Gl. 6 ein, so erhält man die Zahlenwertgleichung 9 für C_u , die in Abb. 4 dargestellt ist.

$$C_u = 1 + \frac{45,4T}{xp} \left(1,257 + 0,4 \exp \left(-0,02423 \frac{xp}{T} \right) \right) \quad (9)$$

In diese Gleichung sind T in K, p in Pa und x in μm einzusetzen. Man erkennt aus Abb. 4, daß die *Cunningham-Korrektur* bei $xp = 10^5 \mu\text{mPa}$ die stationäre Sinkgeschwindigkeit nach Gl. 1 um ca. 17% übersteigt und bei $xp = 10^3 \mu\text{mPa}$ den 22,6-fachen Wert erreicht. Bei Absenkung des Druckes auf 0,1 bar, d.h. auf $xp = 10^4 \mu\text{mPa}$ beträgt die *Cunningham-Korrektur* $C_u = 2,9$. Bei 0,1 bar und 0,1 μm Partikelgröße würde die *Cunningham-Korrektur* auf den bereits genannten Wert von $C_u = 22,62$ ansteigen. Die Zahlenwerte bleiben gegenüber den im Fliehkraftfeld erreichbaren Beschleunigungsziffern a/g bescheiden.

In Abb. 5 ist die Abnahme der Trenngrenze in Abhängigkeit von p und v_r bzw. v_φ dargestellt. Die eingezeichneten Punkte und die gestrichelt eingezeichnete Kurve geben Meßergebnisse wieder, die von *Y. Yamada*, *S. Doi* und *K. Iinoya* [7] mitgeteilt wurden. Man erkennt, daß erst eine Absenkung des Druckes auf Werte unter 0,2 bis 0,3 bar eine

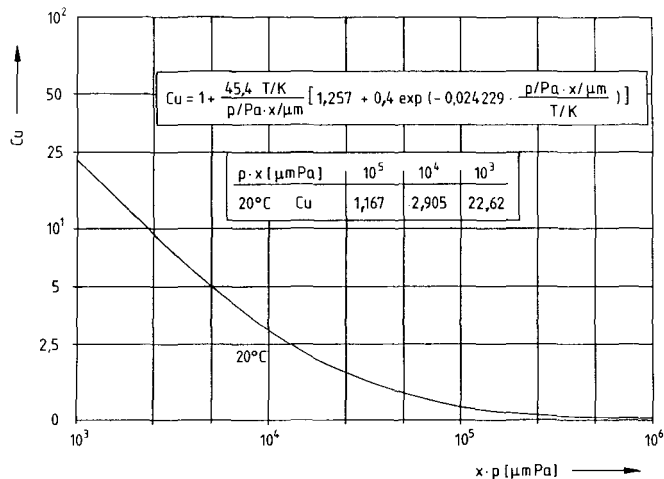


Abb. 4:
Cunningham-Korrektur in Abhängigkeit von $x \cdot p$ in μmPa

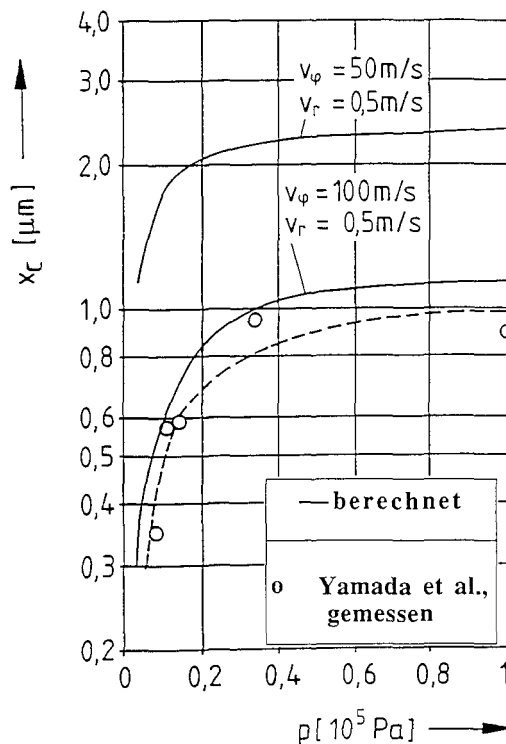


Abb. 5:
 $x_c = f(p, v_r, v_\varphi)$

merkliche Reduzierung der Trenngrenze ergibt. Da der gesamte Windsichter in einer Unterdruckkammer betrieben werden muß, ist der Aufwand beträchtlich.

Die Cunningham-Korrektur ist nicht auf eine Anwendung in Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichtern beschränkt. Sie tritt bei allen Windsichtern auch unter Normalbedingungen auf, wenn die Partikelgröße unter etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ absinkt. In Abb. 6 ist der Einfluß der Cunningham-Korrektur für den Fall der Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichtung dargestellt. Die jeweils unteren Kurven zeigen die Abweichung zu Gl. 5. Die auf die Cunningham-Korrektur zurückzuführenden Abweichungen sind gut zu erkennen. Sie sind bei der realen Auslegung von Windsichtern dieses Typs zu berücksichtigen.

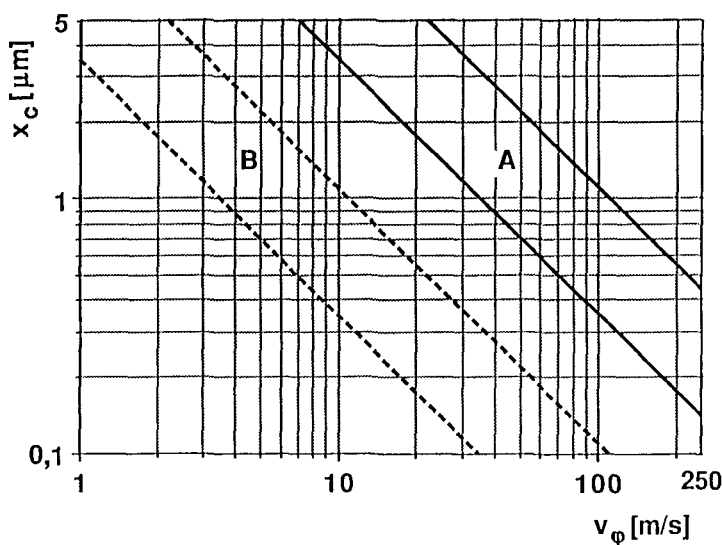


Abb. 6:
Trenngrenze = f (Umfangsgeschwindigkeit),
Gegenstrom-Fliehkraft-Windsichter, Cunningham-Einfluß

Die bisher beschriebenen Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichter besitzen in der Trennzone keine rotierenden Teile. Die Einstellung und Beibehaltung der Strömungsbedingungen wird daher in starkem Maße durch Grenzschichteffekte und den Impulsaustausch zwischen Strömung und Feststoffpartikeln bestimmt. Erfahrungsgemäß ist es mit diesen Windsichtern auch kaum möglich, in den Trenngrenzenbereich unterhalb von $1\text{ }\mu\text{m}$ vorzudringen, da hohe Umfangsgeschwindigkeiten sehr schnell wieder abgebaut werden. Die Trenngrenzen dieser Windsichter hängen außerdem in starkem Maße von den Feststoffmassendurchsätzen und den Größenverteilungen des Aufgabegutes ab. Man hat deshalb nach Möglichkeiten gesucht, einerseits die Strömung zu stabilisieren und andererseits bestimmte Umfangsgeschwindigkeiten einstellen zu können.

2.2.3 Gegenstrom-Windsichter mit beschaukelten Rotoren

Eine Antwort auf diese Probleme können mit Schaufeln versehene Rotoren bilden, die, wie in Abb. 7 schematisch dargestellt, im Zentrum der bisher von Einbauten freien Trennzone angeordnet werden. Die Rotorschaufeln sind im allgemeinen radial angeordnete, unprofilierte Bleche, die in großer Zahl in der Nähe des Rotorausenumfangs angeordnet sind. Der Rotor wird von außen nach innen durchströmt, wobei, wie noch zu zeigen ist, die Spiralströmung im beschaukelten Bereich aus der Überlagerung einer Senkenströmung und eines Starrkörperwirbels bestehen sollte.

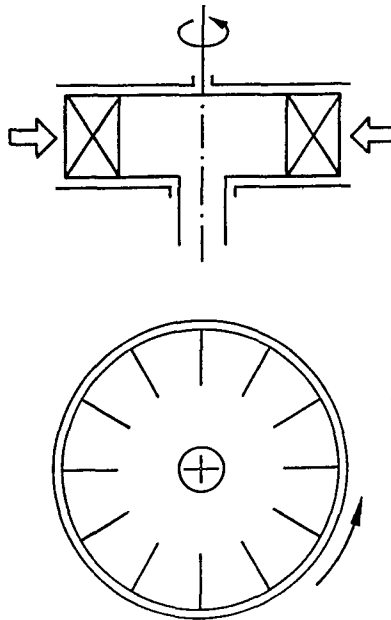


Abb. 7:
Beschaukelter Rotor

K. Legenhausen [8] hat die Strömungsverhältnisse in der Trennzone eines derartigen Windsichters untersucht. Für die Untersuchungen wurde ein von Wasser durchströmtes Modell verwendet, in dem die Fluidgeschwindigkeiten mittels Laser-Doppler-Anemometrie bestimmt wurden. Es zeigte sich, daß sich im Bereich der Schaufeln nur dann ein Starrkörperwirbel einstellen kann, wenn die Zuströmung zum Außenumfang des Rotors mit der Umfangsgeschwindigkeit des Rotors erfolgt.

Davon abweichende Zuströmgeschwindigkeiten ergaben, wie in Abb. 8 dargestellt, unerwünschte Wirbel zwischen den Schaufeln. Bei Gleichheit der beiden Umfangsgeschwindigkeiten, d.h. stoßfreiem Eintritt der Strömung in den beschaukelten Rotor, werden die Zwischenräume zwischen den Schaufeln gleichmäßig, gemäß $v_r r = \text{konstant}$, durchströmt. Die zwischen den Schaufeln auftretenden Wirbel müssen nicht not-

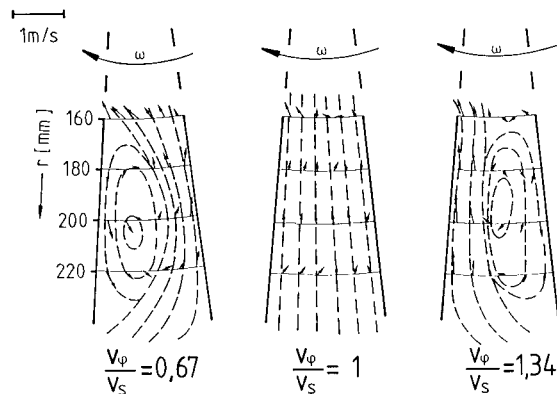


Abb. 8:
Strömungsverhältnisse in beschauften Rotoren [8]

wendigerweise die Trennbedingungen direkt verändern. Die unkontrollierte Ablösung von Wirbeln und der damit verbundene Transport von Feingut ins Grobgut sowie möglicher Schaufelverschleiß lassen jedoch eine wirbelfreie Durchströmung der Schaufelkanäle erstrebenswert erscheinen.

Darüberhinaus wurde aber auch festgestellt, daß sich im inneren, unbeschauften Teil des Rotors, in Umfangsrichtung angenähert eine Potentialströmung einstellt.

Man nimmt im allgemeinen an, daß die Trenngrenze auch bei einem beschauften Rotor durch die Strömungsverhältnisse am Außenumfang des Sichtrotors bestimmt wird. Diese Annahme läßt sich für die gemessenen Strömungsverhältnisse nachprüfen, wenn man in Gl. 4 $v_r(r)$ und $v_\varphi(r)$ einführt.

Durch Einsetzen der Kontinuitätsgleichung:

$$v_r r = v_{r0} r_0 = \text{konstant} \quad (10)$$

und der Gleichung für einen Starrkörperwirbel:

$$v_\varphi r^{-1} = v_{\varphi 0} r_0^{-1} = \text{konstant} \quad (11)$$

erhält man:

$$x_c v_\varphi = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{18 \eta r_0^3 v_{r0}}{\rho_p}} \quad (12)$$

Danach ist die Trenngrenze, x_c , umgekehrt proportional zum Radius, r . Sie nimmt also in einem Starrkörperwirbel mit abnehmendem Radius zu.

Wie von *K. Legenhausen* gemessen wurde, liegt im nicht beschauften inneren Bereich des Rotors in Umfangsrichtung eine freie Wirbelströmung, d.h. ein Potentialwirbel, vor. Dieser läßt sich durch Gl. 13 beschreiben:

$$v_\varphi r = v_{\varphi 0} r_0 = \text{konstant} \quad (13)$$

Man erhält folgende Gleichung für $x_c(r)$:

$$x_c v_\varphi = r \sqrt{\frac{18 \eta v_{r0}}{\rho_p r_0}} \quad (14)$$

bei einem Potentialwirbel nimmt die Trenngrenze linear mit dem Radius zu.

H. Rumpf und K. Leschonski [9] haben 1967 bei der Untersuchung eines Gegenstrom-Schwerkraft-Windsichters darauf hingewiesen, daß hohe Trennschärfen nur erreicht und ein Zurückhalten feiner Partikel in der Trennzone nur dann vermieden werden können, wenn die Trenngrenze in Richtung des Abtransports des Feingutes immer zunimmt. Größere theoretische Trenngrenzen haben deshalb im Einflußbereich des Starrkörperwirbels auf die Trennung selbst keinen Einfluß mehr, sie stellen nur sicher, daß das Feingut schneller aus der Trennzone entfernt wird.

In Abb. 9 ist der berechnete Verlauf der Trenngrenze über dem Radius dargestellt. Die Trenngrenze wächst danach in der beschauelten Zone nach innen an, um danach im unbeschauelten Bereich linear abzufallen.

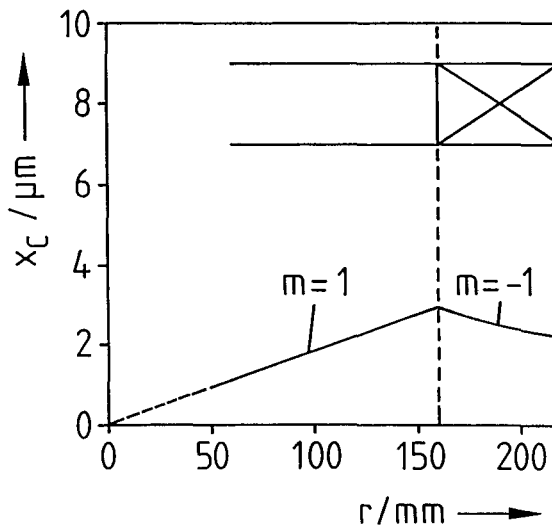


Abb. 9:
Trenngrenze als Funktion vom Radius

Den Außenrand des Rotors können nur solche Partikel passieren, die kleiner sind als die angegebene Trenngrenze. Sie werden von der Senkenströmung auf kleinere Radien mitgenommen. Im dargestellten Fall des im Außenbereich beschauelten Rotors werden ein Teil dieser Partikel im unbeschauelten Innenbereich einen Radius finden, auf dem die dortige Trenngrenze ihrer Partikelgröße entspricht. Die Partikel verbleiben auf diesen Radien, und sie werden sich theoretisch dort anreichern. Ledig-

lich die feinsten Partikel, im dargestellten Fall mit Trenngrenzen, die dem Austrittsrohr-radius von 50 mm entsprechen, werden die Trennzone verlassen können.

Der dargestellte Sachverhalt zeigt, daß der unbeschauelte Rotorteil unbedingt zu vermeiden ist. Man erreicht dies dadurch, daß

- a) entweder die Rotorscheufeln bis zum Radius des Austrittsrohres verlängert werden, oder
- b) die Absaugung des Feingutaerosols direkt hinter den inneren Schaufelenden erfolgt.

Die Vermeidung des Potentialwirbels im inneren Rotorbereich hat außerdem den Vorteil, daß der Strömungsdruckverlust des Rotors erheblich zurückgeht.

3. Das Querstromprinzip

3.1 Das Grundprinzip

Das Grundprinzip einer Querstromanordnung ist in Abb. 10 für eine geradlinige Rohrströmung dargestellt. Ein beispielsweise rechteckförmiges Rohr wird dabei von links nach rechts von einem Fluid durchströmt. Der Einfachheit halber wurde angenommen, daß das Fluid im Eintrittsquerschnitt eine konstante Geschwindigkeit aufweist. Die Partikel werden quer zur Strömung durch unterschiedliche Kräfte, F_α , bewegt. Technisch genutzt werden die Schwerkraft, die Zentrifugalkraft, elektrische Kräfte, magnetische Kräfte und die Diffusion. Im Fall der Schwer- und der Zentrifugalkraft sedimentieren die Partikel in der Strömung, und die Wanderungsgeschwindigkeiten w_{gc} und w_{ac} quer zur Strömung lassen sich, wie in den Gln. 1 und 3 angegeben, berechnen.

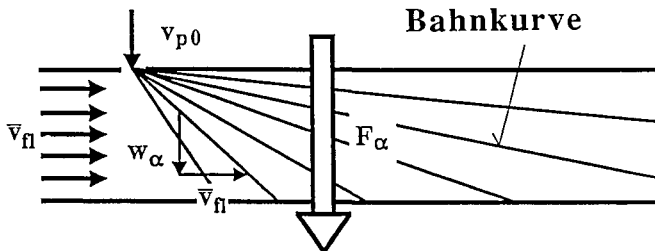


Abb. 10:
Querstromtrennung, Prinzip

Wie in Abb. 10 dargestellt, bilden die Partikelbahnkurven einen Fächer, der an dem Punkt beginnt, an dem die Partikel durch die Kanalwand, z.B. durch einen engen Schlitz, in die Strömung gelangen. Für den Fall, daß die Partikel mit vernachlässigbarer Anfangsgeschwindigkeit, v_{p0} , in die Kanalströmung eintreten und in dieser laminar umströmt werden, erhält man geradlinige Bahnkurven. Der Partikelfächer läßt sich einerseits für eine Mehrfachklassierung, andererseits für Meßzwecke benutzen. Im letzteren Fall erhält man eine Spektrometeranordnung, bei der die Lage der Bahnkurven durch die stationäre Sinkgeschwindigkeit der Partikel bestimmt ist und die Konzentration einzelner Sinkgeschwindigkeitsklassen z.B. optisch ermittelt wird.

Eine Klassierung läßt sich erreichen, indem man den Boden des Kanals für die Partikel durchlässig macht und beispielsweise durch eine Reihe von Schneiden in nebeneinanderliegende Kanäle unterteilt, durch die einzelne Sinkgeschwindigkeitsklassen abgeführt werden.

3.2 Fliehkraft-Querstrom-Windsichter

Das Prinzip eines Fliehkraft-Querstrom-Windsichters ist in Abb. 11 dargestellt. Er besteht aus einer äußeren, kreisringförmigen Trennzone (1), die von links nach rechts durchströmt wird und mit der Winkelgeschwindigkeit, ω , rotiert. Die Strömung wird durch mitrotierende Leitschaufeln, die vor der Trennzone (3) angebracht sind, und durch Wandreibung in Rotation versetzt. Die Partikel werden in einer Zusatzluftströmung dispergiert und mit der Umfangsgeschwindigkeit des Innenringes in den rotierenden Luftring (2) eingebracht. Neben der Dispergierung der Partikel im Luftstrom besteht das Hauptproblem darin, dieses Aufgabegutaerosol möglichst störungsfrei in die Trennzone, bzw. die Sichtluftströmung, einzubringen. Die Partikel sedimentieren in der Luftströmung radial nach außen, sie werden am Ende der Trennzone durch eine ringförmige Schneide (4) in grobe und feine Partikel getrennt. Ein Teil der groben Partikel wird sich auf der Innenseite der Außenwand der Trennzone absetzen. Diese müssen von Zeit zu Zeit aus der Trennzone entfernt werden, sofern nicht durch geeignete Wahl der Betriebsbedingungen eine Abscheidung an der Außenwand verhindert werden kann.

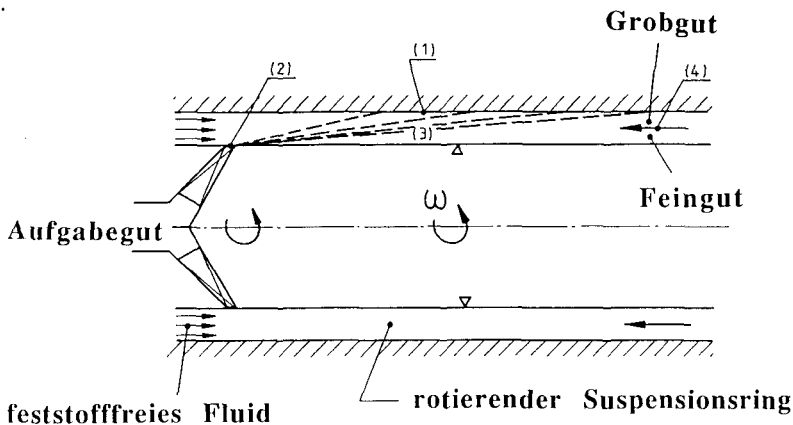


Abb. 11:
Prinzip eines Fliehkraft-Querstrom-Windsichters

In einem Klassierer enthält die in die Sichtzone eintretende Luft keine Partikel. Die beiden aus der Trennzone von der Schneide abgeschälten Grob- und Feingutaerosole müssen in nachgeschalteten Abscheidern von der Luft getrennt werden.

Vom Aufbau her ähnliche Zentrifugen werden schon seit langem in der fest-flüssig-Trennung benutzt. Als Aerosol-Zentrifugen sind sie offenbar bisher nicht gebaut worden.

Die Trenngrenze legt im Sichter den radialen Weg, $\Delta r = r - r_i$, zwischen Innenradius und Schneide, auf der Länge der Trennzone, L , zurück. Man berechnet die Trenngrenze aus Gl. 15:

$$x_c v_\varphi = \sqrt{\frac{18\eta}{\rho_p}} \sqrt{\frac{(r-r_i)}{L}} \sqrt{v_z r} \quad (15)$$

Die Trenngrenze verändert sich umgekehrt proportional zu v_φ . Kleine Trenngrenzen erfordern hohe Umfangsgeschwindigkeiten, v_φ , und kleine axiale Strömungsgeschwindigkeiten, v_z , sowie lange Trennzonen, L , und kleine radiale Abmessungen, Δr und r . Bei der fest-flüssig-Trennung wurde dieses Prinzip in der sogenannten Röhrenzentrifuge verwirklicht.

Mit einem am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Umweltverfahrenstechnik der TU Clausthal gebauten Windsichter, der für andere Verhältnisse konzipiert wurde, und dessen Abmessungen nicht den obigen Anforderungen entsprechen, wurden die in Abb. 12 dargestellten Summen-Verteilungskurven der Feingüter erreicht. Aus einem Kalkstein-Aufgabegut, das ca. 42% Massenanteile unterhalb $1\text{ }\mu\text{m}$ enthielt, wurde bei einem Durchsatz von 6 kg/h ein Feingut mit ca. 87% unter $1\text{ }\mu\text{m}$ erreicht. Der Medianwert dieses Produktes betrug ca. $0,5\text{ }\mu\text{m}$. Die Trenngrenze betrug ca. $0,3\text{ }\mu\text{m}$.

Mit den für diesen Windsichter gültigen geometrischen Daten ($L = 0,6\text{ m}$; $r = 0,19\text{ m}$ und $\Delta r = 0,03\text{ m}$) und $v_r = 0,1\text{ m}^2/\text{s}$ bzw. $v_r = 0,01\text{ m}^2/\text{s}$ erhält man die Zahlenwertgleichung 16.

$$x_c v_\varphi = 7,75 \cdot 10^{-5} \sqrt{v_z r} \quad (16)$$

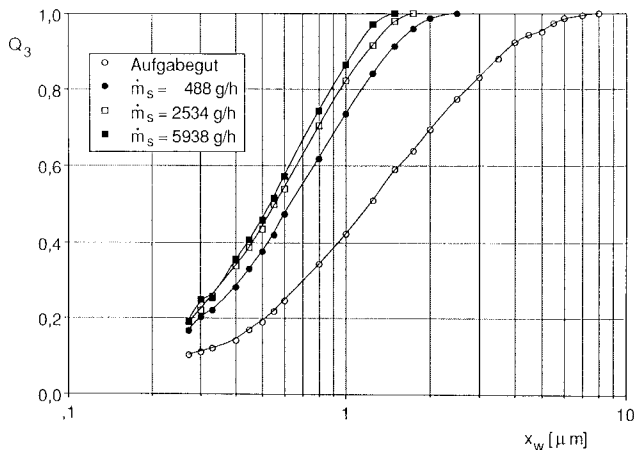


Abb. 12:
Summen-Verteilungskurven

Eine Reduzierung von Δr auf $0,01\text{ m}$ und eine Verlängerung der Trennzone auf $L = 1\text{ m}$ verringert die Konstante in Gl. 16 auf die Hälfte. Man erhält dafür den in Abb. 13 eingezeichneten Bereich B.

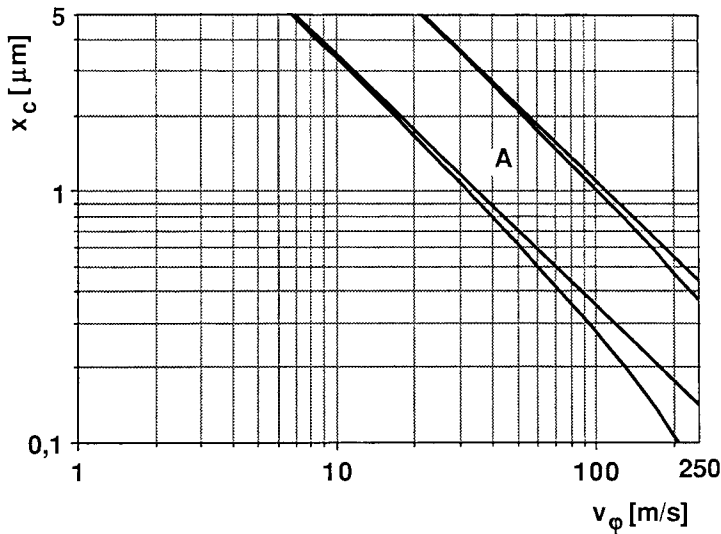


Abb. 13:
Trenngrenze = f (Umfangsgeschwindigkeit),
Fliehkraft-Querstromsichter

Ein Zentrifugal-Querstrom-Windsichter besitzt deshalb ein hohes Potential, vielleicht das beste, für kleine Trenngrenzen im angestrebten Größenbereich, sofern man die zu erwartenden Einschränkungen, wie beispielsweise voraussichtlich nicht erreichbare hohe Massendurchsätze und absatzweisen Betrieb akzeptieren kann. Dieser Bauart besitzt jedoch, im Verhältnis zu den Spiralwindsichtern mit beschauelten Rotoren, den energetischen Vorteil relativ geringer Rotorumfangsgeschwindigkeiten.

4. Zusammenfassung

Am Beispiel der Gegenstrom- und der Querstrom-Windsichtung im Fliehkraftfeld wurden stark vereinfacht die Möglichkeiten zur Klassierung von Partikeln im Größenbereich um und unter 1 μm dargestellt. Klassierungen in diesem Größenbereich sind prinzipiell mit beiden Sichtprinzipien möglich.

Gegenstrom-Windsichter benötigen für Trenngrenzen um etwa 1 μm Umfangsgeschwindigkeiten von mehr als 100 m/s, sofern Massendurchsätze oberhalb von etwa 100 kg/h verwirklicht werden sollen. Bei noch kleineren Trenngrenzen sind Hochgeschwindigkeitsrotoren erforderlich, die bisher in der praktischen Anwendung fehlen. Der SFB 180 der TU Clausthal, „Konstruktion verfahrenstechnischer Maschinen bei besonderen mechanischen, thermischen und chemischen Belastungen“, beschäftigt sich seit einigen Jahren mit dieser Problematik.

Querstrom-Windsichter im Zentrifugalfeld lassen theoretisch Trenngrenzen unter 1 μm bei sehr viel kleineren Umfangsgeschwindigkeiten zu. Sie lassen sich deshalb energetisch günstiger betreiben. Es läßt sich jedoch zeigen, daß mit Massendurchsätzen zu rechnen ist, die nur wenige kg/h betragen werden.

Literaturnachweis

- [1] K. Leschonski, H. Rumpf: Powder Technology 2 (1968/69) 1231–1241.
- [2] H. Rumpf: Dissertation, Univ. Karlsruhe, 1939.
- [3] K. Leschonski: Ullmann's Enzyklopädie, Verlag Chemie GmbH, Weinheim, Band II (1972) 35–42.
- [4] E. Cunningham: Proc. Roy. Soc. 8317 (1910) 357.
- [5] M. Knudsen, S. Weber: Ann. Physik 36 (1911) 981–994.
- [6] C. N. Davies: Proc. Phys. Soc. London 57 (1945) 259.
- [7] Y. Yamada: Powder and Bulk Solids (1987) 215–220.
- [8] K. Legenhausen: Dissertation, Techn. Univ. Clausthal, 1991.
- [9] H. Rumpf, K. Leschonski: Chem. Ing. Techn. 39 (1967) 1231–1241.

Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Kurt Leschonski
Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Umweltverfahrenstechnik,
Technische Universität Clausthal · Leibnizstraße 19 · 3392 Clausthal-Zellerfeld